

日 本 国 特 許 庁  
JAPAN PATENT OFFICE

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。  
This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出 願 年 月 日            2 0 0 3 年   4 月   1 日  
Date of Application:

出 願 番 号            特 願 2 0 0 3 - 0 9 8 0 8 0  
Application Number:  
ST. 10/C] :            [ J P 2 0 0 3 - 0 9 8 0 8 0 ]

願            人            キヤノン株式会社  
Applicant(s):

BEST AVAILABLE COPY

CERTIFIED COPY OF  
PRIORITY DOCUMENT

2 0 0 4 年   4 月 1 9 日

特許庁長官  
Commissioner,  
Japan Patent Office

今 井 康 夫

出証番号   出証特 2 0 0 4 - 3 0 3 2 8 3 5

【書類名】 特許願

【整理番号】 253931

【提出日】 平成15年 4月 1日

【あて先】 特許庁長官 太田 信一郎 殿

【国際特許分類】 H01L 29/06

【発明の名称】 量子状態生成装置

【請求項の数】 1

【発明者】

    【住所又は居所】 東京都大田区下丸子 3 丁目 3 0 番 2 号 キヤノン株式会社  
社内

    【氏名】 吾妻 広夫

【特許出願人】

    【識別番号】 000001007

    【住所又は居所】 東京都大田区下丸子 3 丁目 3 0 番 2 号

    【氏名又は名称】 キヤノン株式会社

    【代表者】 御手洗 富士夫

【代理人】

    【識別番号】 100090538

    【住所又は居所】 東京都大田区下丸子 3 丁目 3 0 番 2 号キヤノン株式会社  
内

    【弁理士】

    【氏名又は名称】 西山 恵三

    【電話番号】 03-3758-2111

## 【選任した代理人】

【識別番号】 100096965

【住所又は居所】 東京都大田区下丸子 3 丁目 3 0 番 2 号キャノン株式会  
社内

## 【弁理士】

【氏名又は名称】 内尾 裕一

【電話番号】 03-3758-2111

## 【手数料の表示】

【予納台帳番号】 011224

【納付金額】 21,000円

## 【提出物件の目録】

【物件名】 明細書 1

【物件名】 図面 1

【物件名】 要約書 1

【包括委任状番号】 9908388

【プルーフの要否】 要

【書類名】 明細書

【発明の名称】 量子状態生成装置

【特許請求の範囲】

【請求項1】 二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個の q u b i t を表現する 2 - q u b i t 系において、I F M 干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率 1 で B e l l 状態を生成して出力する量子状態生成装置。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】

本発明は、複数の q u b i t (量子二状態系) 上にもつれ合いを生成する量子もつれ合い生成装置、2 - q u b i t 上の一括測定である B e l l 測定を行う量子状態測定装置、2 - q u b i t 上のユニタリ変換を実行する量子状態変換装置、および、それらの忠実度の近似的評価方法に関するものである。

【0002】

【従来の技術】

量子テレポテーション、量子計算アルゴリズムに代表される量子情報処理の研究が盛んになるにつれて、量子もつれ合いと呼ばれる物理量の重要性が認識されるようになった(例えば非特許文献1~6を参照)。

【0003】

それに伴い、量子もつれ合いを生成する実験方法が検討されている。量子もつれ合いとは、局所的に分離可能な二つの系の持つ量子力学特有の相関である。量子力学における純粋状態に限って言うと、二つの系 A, B 全体の状態が、

【外1】

$$|\Psi_{AB}\rangle = |\psi_A\rangle \otimes |\phi_B\rangle$$

【0004】

と単純な積の状態に書き表せないとき、 $|\Psi_{AB}\rangle$  はもつれ合っている、系 A B は量子もつれ合いを持つ、と言う。二つの系がもつれ合っている場合、これらの状態は、系 A, B 間での古典情報のやり取りや、系 A, B 各々での局所的な操作

(系 A, B それぞれでの任意のユニタリ変換、補助系の付加、部分的な観測)では構成できない。従って、もつれ合った状態は古典的な確率論では説明できない相関を持つと考えられている (例えば非特許文献 7~10 を参照)。

#### 【0005】

量子情報理論では、しばしば q u b i t と呼ばれる量子二状態系を例にとって考える。q u b i t の定義される二次元 H i l b e r t 空間の正規直交基底を  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$  とする。二つの q u b i t から成る系で量子もつれ合いを持つ代表的な状態が B e l l 状態で、

#### 【外 2】

$|\Phi^\pm\rangle = (1/\sqrt{2}) (|00\rangle \pm |11\rangle)$ ,  $|\Psi^\pm\rangle = (1/\sqrt{2}) (|01\rangle \pm |10\rangle)$ , ... 式(1.1) で表される。

#### 【0006】

#### 【外 3】

$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$

は、二つの q u b i t の張る四次元 H i l b e r t 空間の正規直交基底を成し、そのため、これを B e l l 基底と呼ぶことがある。

#### 【0007】

B e l l 状態は量子テレポテーションにおいて基本的な役割を果たす。また、4-q u b i t のもつれ合った状態、  
 $|\chi\rangle = (1/\sqrt{2}) [(|00\rangle + |11\rangle)|00\rangle + (|01\rangle + |10\rangle)|11\rangle]$ , ... 式(1.2)

が用意できて、量子テレポテーション (B e l l 基底による 2-q u b i t の一括測定) と 1-q u b i t のユニタリ変換を行うことが可能なら、c o n t r o l l e d-N O T ゲートが構成可能なことが知られている。(例えば非特許文献 11 を参照)

#### 【0008】

B e l l 状態にある二粒子の生成方法としては、非線形光学結晶 (B B O (b e t a - b a r i u m b o r a t e) や L i I O <sub>3</sub> など) に紫外線パルスを照射し、p a r a m e t r i c d o w n - c o n v e r s i o n によって対生成

される、偏向自由度が  $Bell$  状態にある二つの光子が利用されている（例えば非特許文献 12、13 を参照）。

#### 【0009】

この方法は、 $down-conversion$  の起こる効率が二次の非線形感受率  $\chi^{(2)}$  に支配されるため、 $Bell$  光子対の生成効率が低く、実際の実験では入力する紫外線パルスの強度を大きくする必要がある。

#### 【0010】

また、2-qubit 量子ゲート（ $controlled-NOT$  ゲートなど）の実験としては、 $cavity-QED$  を使ったものが提案されているが、実験技術が極めて高度で、実用化はまだ先と考えられている。（例えば非特許文献 14、15 を参照）

2-qubit 系の一括測定である  $Bell$  測定の実行も、この  $controlled-NOT$  ゲート実現が前提とされている。

#### 【0011】

ここでは、 $interaction-free measurement$ （以後、これを IFM と称す）を使った  $Bell$  状態の生成装置について考える。IFM とは、 $Elitzur$  と  $Vaidman$  が定式化した次の問題から生まれた観測方法である。問題とは、「光子が十分近くに接近すると、強い相互作用が働いて必ず光子を吸収する物体を考える。この物体が存在するか否かを、光子を吸収させることなく調べるにはどうすればよいか。」というものである。光子を吸収させたくない理由は、例えば物体が光子を吸収すると爆発するなどの事情があるためである。

#### 【0012】

この問題に対する  $Elitzur$  と  $Vaidman$  による解決策は次のようなものである。（非特許文献 16、17 を参照）

図 15 で示される  $Mach-Zehnder$  干渉計を考える。二つのビームスプリッターを境界にして、上側の経路を  $|0\rangle$ 、下側の経路を  $|1\rangle$  と表し、二つのビームスプリッター  $B$ 、 $B'$  の動作を次の式のように定義する。

$$B: |0\rangle \rightarrow \cos\theta |0\rangle - \sin\theta |1\rangle, |1\rangle \rightarrow \sin\theta |0\rangle + \cos\theta |1\rangle$$

$s \theta | 1 \rangle$ , ... 式 (1. 3)

$B' : | 0 \rangle \rightarrow s \sin \theta | 0 \rangle + c \cos \theta | 1 \rangle, | 1 \rangle \rightarrow c \cos \theta | 0 \rangle - s \sin \theta | 1 \rangle$ , ... 式 (1. 4)

そして、干渉計内の上側の経路  $| 0 \rangle$  を、吸収物体が存在するか否かを調べたい地点の上に設置する。

### 【0013】

まず、左下側の経路  $| 1 \rangle$  から光子を入射することを考える。干渉計内の二つの経路上に何もない場合、光子は上側の経路  $| 0 \rangle$  から飛び出して、検出器  $D_0$  で検出される。次に、干渉計内の上側の経路  $| 0 \rangle$  上に光子を吸収する物体が存在する場合を考える。仮定より、吸収物体は光子に十分近く接近して相互作用した場合、必ず確率 1 で光子を吸収する。この場合、次の三つの可能性が考えられる。

(a)  $D_0, D_1$  どちらの検出器も光子を検出しない：確率  $P_a = \sin^2 \theta$

(b) 検出器  $D_0$  が光子を検出：確率  $P_b = \cos^4 \theta$

(c) 検出器  $D_1$  が光子を検出：確率  $P_c = \cos^2 \theta \sin^2 \theta$

まず、(a) の場合、物体は光子を吸収したので、IFM の条件を満たしていないと考えられる。また、(b) では吸収物体が存在するのかわからないのか分らない。(c) の場合、物体が光子を吸収することなしに、物体を検出したことになる。Elitzur と Vaidman はこの (c) の過程を *interaction-free measurement* と呼んだ。ここで言う *interaction-free* とは、結果的に物体は光子を吸収していないという意味である。

### 【0014】

IFM の効率  $\zeta$  を次のように定める、

$\zeta = P_c / (P_a + P_c)$  ... 式 (1. 5)

$P_b$  が式 (1. 5) に現れないのは、(b) の場合、実験を再び行うことが出来るからである。 $\theta = \pi / 4$  とすると、 $B, B'$  は 50-50 ビームスプリッター (透過率、反射率が  $1/2$  のビームスプリッター) となり、 $P_a = 1/2, P_b = P_c = 1/4, \zeta = 1/3$  が得られる。一般に、 $\zeta$  は次の式で与えられ、

$$\zeta = z / (1 + z), \quad z = \cos^2 \theta, \quad 0 \leq z \leq 1 \cdots \text{式 (1. 6)}$$

図 16 より  $\zeta < 1/2$  であることが分かる。

#### 【0015】

このように、E l i t z u r と V a i d m a n の方法では効率  $\zeta$  は  $1/2$  を超えることはない。また、 $\zeta$  が  $1/2$  に近付くにつれて  $P_b$  が 1 に近付き、再試行回数が増加する。吸収物体が経路  $|0\rangle$  上に存在する場合に、吸収物体が (a) または (c) によって検出されるまでの平均試行回数は  $N = 1 / (1 - P_b) = 1 / (1 - \cos^4 \theta)$  で与えられ、 $\zeta \rightarrow 1/2$  または  $\theta \rightarrow 0$  の極限下で  $N \rightarrow \infty$  となる。つまり、 $\zeta$  を  $1/2$  に近づけると、試行回数は無限大に発散する。

#### 【0016】

K w i a t e t a l. は、 $\zeta$  が 1 に、 $P_b$  が 0 に漸近的に近付く方法を考案した。(非特許文献 18 を参照)

#### 【0017】

図 17 で示される、N 枚のビームスプリッター B からなる干渉計を考える。ビームスプリッター B の作用は式 (1. 3) で表されるものとする。左下側の経路  $|1\rangle$  から光子を入射する。経路上に吸収物体が存在しない場合、k 番目のビームスプリッターから放出される光子の波動関数は、

$$\sin k \theta |0\rangle + \cos k \theta |1\rangle, \quad k = 0, 1, \dots, N, \cdots \text{式 (1. 7)}$$

で与えられる。ここで  $\theta = \pi / 2N$  とすると、N 番目の最後のビームスプリッターを出た光子の波動関数は  $|0\rangle$  となる。よって、吸収物体が存在しない場合、左下の経路  $|1\rangle$  から入射した光子は右上の経路  $|0\rangle$  へと出て行く。

#### 【0018】

次に干渉計内の経路  $|0\rangle$  上に吸収物体が存在する場合を考える。図 17 のように、各ビームスプリッターから飛び出る経路  $|0\rangle$  上に吸収物体が置かれていて、しかも、これら N 個の吸収物体は全て同一のものと仮定する。まず、左下の経路  $|1\rangle$  から入射した光子は、右上の経路  $|0\rangle$  へと出て行くことは有り得ない。(物体が光子を吸収してしまうため。) 光子が右下の経路  $|1\rangle$  へと出て行った場合、光子は干渉計内の経路  $|0\rangle$  を通っておらず、よってその確率は各ビー



ムスプリッターの反射率の積、 $P = \cos^2 N \theta$  で与えられる。 $N \rightarrow \infty$  の極限では、

$[P = \cos^2 N (\pi / 2N) = 1 - (1/2) (\pi / 2N)^2 + \dots]^{2N} = [1 - (\pi^2 / 4N) + O(1/N^2)] \rightarrow 1$ , ... 式 (1. 8) となる。これは、 $N$  を大きく取れば、 $P$  を任意に 1 に近付けることが可能ということである。また、IFMにより吸収物体を検出する効率は  $N \rightarrow \infty$  の極限で  $\xi = P \rightarrow 1$  と与えられる。

#### 【0019】

##### 【非特許文献1】

C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, 'Teleporting an Unknown Quantum State via Dual Classical and Einstein-Podolsky-Rosen Channels', Phys. Rev. Lett. 70, 1895-1899 (1993)

##### 【非特許文献2】

D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger, 'Experimental quantum teleportation', Nature 390, 575-579 (1997)

##### 【非特許文献3】

D. Deutsch and R. Jozsa, 'Rapid solution of problems by quantum computation', Proc. R. Soc. Lond. A 439, 553-558 (1992)

##### 【非特許文献4】

D. Simon, 'On the power of quantum computation', SIAM J. Comput. 26, 1474-1483 (1997)

##### 【非特許文献5】

P. W. Shor, 'Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer', SIAM J. Comput. 26, 1484-1509 (1997)

##### 【非特許文献6】

L. K. Grover, 'Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack', Phys. Rev. Lett. 79, 325-328 (1997)

##### 【非特許文献7】

J. S. Bell, 'Speakable and unspeakable in quantum mechanics' (Cambridge University Press, Cambridge, 1987)

【非特許文献 8】

C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, and W. K. Wootters, 'Mixed-state entanglement and quantum error correction', Phys. Rev. A 54, 3824-3851 (1996)

【非特許文献 9】

R. F. Werner, 'Quantum states with Einstein-Podolsky-Rosen correlations admitting a hidden-variable model', Phys. Rev. A 40, 4277-4281 (1989)

【非特許文献 10】

S. Popescu, 'Bell's Inequalities and Density Matrices: Revealing "Hidden" Nonlocality', Phys. Rev. Lett. 74, 2619-2622 (1995)

【非特許文献 11】

D. Gottesman and I. L. Chuang, 'Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations', Nature 402, 390-393 (1999)

【非特許文献 12】

P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko and Y. Shih, 'New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs', Phys. Rev. Lett. 75, 4337-4341 (1995)

【非特許文献 13】

D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter and A. Zeilinger, 'Experimental quantum teleportation', Nature 390, 575-579 (1997)

【非特許文献 14】

Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble, 'Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic', Phys. Rev. Lett. 75, 4710-4713 (1995)

【非特許文献 15】

C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland,

Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate', Phys. Rev. Lett. 75, 4714-4717 (1995)

【非特許文献 16】

A. C. Elitzur and L. Vaidman, Quantum Mechanical Interaction-Free Measurements', Found. of Phys. 23, 987-997 (1993)

【非特許文献 17】

L. Vaidman, Are Interaction-Free Measurements Interaction Free?', LANL preprint archive quant-ph/0006077 (<http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/0006077>)

【非特許文献 18】

P. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, and A. Zeilinger, Interaction-Free Measurement', Phys. Rev. Lett. 74, 4763-4766 (1995).

【0020】

【発明が解決しようとする課題】

従来、Bell 状態にある二粒子の生成方法としては、非線形光学結晶に紫外線パルスを照射し、parametric down-conversionによって対生成される、偏向自由度がBell 状態にある二つの光子が利用されて来た。この方法は、down-conversionの起こる効率が二次の非線形感受率 $\chi^{(2)}$ に支配されるため、Bell 光子対の生成効率が低く、実際の実験では入力する紫外線パルスの強度を大きくする必要があった。

【0021】

また、2-qubit 量子ゲート (controlled-NOTゲートなど) の実験としては、cavity-QEDを使ったものが提案されているが、実験技術が極めて高度で、実用化はまだ先と考えられている。2-qubit 系の一括測定であるBell 測定の実行も、このcontrolled-NOTゲート実現が前提とされている。

【0022】

本発明の第一の目的は、interaction-free measurement (結果的に相互作用を伴わない測定) を利用した論理ゲートを用いて、

必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば、ほぼ確率1でBell状態にある二粒子が出力される量子状態生成装置を実現することである。

#### 【0023】

また、本発明の第二の目的は、interaction-free measurement（結果的に相互作用を伴わない測定）を利用した論理ゲートを用いて、二粒子系の一括測定であるBell測定を最大確率3/4で実行する、量子状態測定装置を実現することである。

#### 【0024】

また、本発明の第三の目的は、interaction-free measurement（結果的に相互作用を伴わない測定）を利用した論理ゲートを用いて、二粒子系のユニタリ変換であるcontrolled-NOTゲートを最大確率9/16で実行する、量子状態変換装置を実現することである。

#### 【0025】

また、本発明の第四の目的は、以上の量子状態生成装置、量子状態測定装置、量子状態変換装置の忠実度の近似的評価方法を提供することである。

#### 【0026】

##### 【課題を解決するための手段】

上記課題を解決するために、本発明によれば、二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のqubit（量子二状態系）を表現する2-qubit系において、量子状態生成装置に、IFM干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い三粒子を入力すれば漸近的に確率1でBell状態を生成し出力する。

#### 【0027】

##### 【発明の実施の形態】

##### 〔第1の実施形態〕

ここでは、電子-陽電子対によるBell状態の発生を実現する装置について説明する。

#### 【0028】

IFM (interaction-free measurement) とは

、干渉計を使った実験の一種である。粒子Bが粒子Aに十分近く接近すると粒子Aは粒子Bを吸収する性質を持つ二つの粒子A、Bを、空洞内のビームスプリッターで仕切られた二つの部屋に別々に投入し、一方の粒子Bを何回もビームスプリッターに照射して、粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させる。この際、ビームスプリッターの粒子透過率を低い値に抑えておいて、一回の往復で二つの粒子A、Bが空洞内の同じ部屋に入って粒子Aが粒子Bを吸収する状態の確率振幅が小さな値となるように設定しておく。二つの粒子の接近を極めて小さい確率振幅で他数回繰り返すことで、粒子Aが粒子Bを吸収する確率をゼロに近付けることができる。このようにして、粒子Aが空洞内に投入されたか否かによって、粒子Bが異なる部屋に存在するように調節できる。かかる干渉計は、一方の粒子の有無に応じて他方の粒子の経路を変えており、一種の量子論理ゲートの役割を果たしている。

#### 【0029】

図17に示される、Kwiat et al. のIFMでは、吸収物体が存在するか、しないかによって、干渉計から出て来る光子が $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ の二つの経路に、 $N \rightarrow \infty$ での漸近的な確率1で振り分けられる。これは、吸収物体の情報が光子に書き込まれたものと解釈できる。また、Kwiat et al. のIFMでは、 $N \rightarrow \infty$ の極限下では、光子の散逸（消滅）が起こらず、そのため状態の収縮も起こらない。よって、IFMの過程を通じて量子状態は破壊されず、これは、吸収物体を古典的なものでなく、量子論的なものとして取り扱ってもよいことを意味する。

#### 【0030】

従来の技術では、吸収物体が存在するか、しないかの、どちらかの状態しか取り得ない古典的なものと考えて来た。しかしここでは、吸収物体が、存在する状態、しない状態の二つの直交状態の重ね合わせを取り得ると考え、これを干渉計内に投入するのである。（なお、ElitzurとVaidmanのIFMで吸収物体を古典的なものから量子論的なものに置き換えることは、Hardyによって考察されている。（L. Hardy, 'Quantum Mechanics, Local Realistic Theories, and Loren

't z-Invariant Realistic Theories', Phys. Rev. Lett. 68, 2981-2984 (1992).))

### 【0031】

以上の考えから、Kwiat et al. の IFM 干渉計は、一種の量子ゲートとして動作することが期待される。そこで、図 17 の干渉計を図 2 の記号で表すことにする。 $x$ ,  $x'$  は吸収物体が入って来て、出て行く経路を表すとする。 $a$ ,  $b$ ,  $a'$ ,  $b'$  は光子が干渉計内に入出する経路を表していて、 $a$ ,  $a'$  は図 17 の左上、右上の経路、 $b$ ,  $b'$  は左下、右下の経路を表している。 $(a$  は左上の入口  $|0\rangle$ 、 $a'$  は右上の出口  $|0\rangle$ 、 $b$  は左下の入口  $|1\rangle$ 、 $b'$  は右下の出口  $|1\rangle$ ) を表す。

### 【0032】

これより簡単のため、光子を電子、吸収物体を陽電子と置き換えて議論を進めることにする。(なお、今後、電子、陽電子をそれぞれ、 $e^+$ ,  $e^-$  と表すことがある。) 電子と陽電子は十分に接近し合うと対消滅して、光子を生成する。ここでは、このような反応が確率 1 で起こると仮定する。これは、電子が陽電子に吸収されたと解釈できる。また、また適切なポテンシャル障壁の板を使えば、電子、陽電子用のビームスプリッター、ミラーを作成することが出来るので、図 17 の干渉計を電子、陽電子用に構成できる。

### 【0033】

従来の技術で説明したように、IFM では  $a$  から光子を投入することはないので、 $a$  の経路は破線で表され、また、ゲートを表す記号上の  $a$  の入口に黒い長方形が描かれている。これより、図 2 の記号を IFM ゲートと呼ぶことにする。吸収物体、光子が投入されたら '1'、されなかったら '0' と表示することになると、図 2 の IFM ゲートの動作は図 3 の真理値表にまとめられる。(ただし、ここで  $N \rightarrow \infty$  の極限が取られているとする。) IFM ゲートは、経路  $x$  から吸収物体を '0', '1' の重ね合わせで入射した場合も図 3 の真理値表に従って線形に作用する。

### 【0034】

ここで、次の点に注意する。IFM ゲートを単一の電子、陽電子で作るには、

図 17 の空洞内の吸収物体の位置で、電子、陽電子が接近し合うように二つの粒子の速度、経路を調整しなくてはならない。ここで取り扱う電子、陽電子は量子力学的な対象であり、粒子は

【外 4】

$$\Delta \vec{x}, \Delta \vec{p}$$

の揺らぎ（広がり）を持つ一つの波束と考えるべきである。（不確定性原理より

【外 5】

$$|\Delta \vec{x}| |\Delta \vec{p}| \sim \hbar$$

が成立する。) 電子、陽電子が対消滅するためには、時刻  $t$  において二粒子間の距離が  $\Delta r$  以下にならなくてはならないとする。（ $\Delta r$  はクーロン相互作用の特徴的な到達距離とする。）今考えている反応では、

【外 6】

$$|\Delta \vec{x}| \ll \Delta r$$

と仮定する。従って、二粒子の接近については、量子力学的な波束の広がりはいくつもなく良いものとする。

【0035】

図 4 に示される装置を考えることにする。（なお、図 4 は量子論的に動作するゲートの組み合わせを表現したものであるため、量子回路と呼ぶことがある。）ただし  $H$  は式 (1. 4) の  $B'$  に  $\theta = -\pi/4$  を代入したもので、経路  $y$  から入射した陽電子を振幅

【外 7】

$$1/\sqrt{2}$$

の重ね合わせで二つの経路に射出させる。IFMゲートの動作は図 17、図 2、図 3 で説明したとおりとする。

【0036】

図 4 で示される量子回路の動作を見るために、次の表記法を導入する。経路  $x$  上に陽電子が存在する状態を  $|1\rangle_x$ 、存在しない状態を  $|0\rangle_x$  と表す。（ただし、任意の  $i, j \in \{0, 1\}$  に対して、直交関係  $\langle i | j \rangle_x = \delta_{ij}$  が成立するとする。今、ここで導入した基底  $\{|0\rangle_x, |1\rangle_x\}$  は、図 15、図

17でのビームスプリッターの上側、下側の経路を表す  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$  とは異なるものなので注意を要する。) 経路  $y$ ,  $a$ ,  $b$  についても同様とする。初期状態として、経路  $y$  に陽電子、経路  $b$  に電子を入射する。図4で、状態は左から右に向かって以下のように変化する。

$$|0\rangle_x |1\rangle_y |0\rangle_a |1\rangle_b$$

【外8】

$$H: \rightarrow (1/\sqrt{2}) (|0\rangle_x |1\rangle_y + |1\rangle_x |0\rangle_y) |0\rangle_a |1\rangle_b$$

$$\text{IFMゲート: } \rightarrow (1/\sqrt{2}) (|0\rangle_x |1\rangle_y |0\rangle_a |1\rangle_b + |1\rangle_x |0\rangle_y |1\rangle_a |0\rangle_b) \cdots \text{式(2.1)}$$

【0037】

ここで、陽電子、電子の論理的ケット・ベクトルを次のように定義する。

【外9】

$$|\bar{0}\rangle_+ = |0\rangle_x |1\rangle_y, |\bar{1}\rangle_+ = |1\rangle_x |0\rangle_y, \cdots \text{式(2.2)}$$

$$|\bar{0}\rangle_- = |0\rangle_x |1\rangle_b, |\bar{1}\rangle_- = |1\rangle_x |0\rangle_b, \cdots \text{式(2.3)}$$

【0038】

ただし、任意の  $\alpha, \beta \in \{+, -\}$ 、および、 $i, j \in \{0, 1\}$  について、直交関係

【外10】

$${}_x \langle \bar{i} | \bar{j} \rangle_\beta = \delta_{\alpha\beta} \delta_{ij}$$

が成立している。すると、式(2.1)で表される変換は、

【外11】

$$|\bar{0}\rangle_+ |\bar{0}\rangle_- \rightarrow |\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{2}) (|\bar{0}\rangle_+ |\bar{0}\rangle_- + |\bar{1}\rangle_+ |\bar{1}\rangle_-), \cdots \text{式(2.4)}$$

と書き換えることが出来る。これは  $\text{product state}$  から  $\text{Bell 状態}$  を作ったことに相当する。式(2.2)、式(2.3)のように、二本の経路を使って  $\text{qubit}$  の論理ケット・ベクトル

【外12】

$$(|\bar{0}\rangle, |\bar{1}\rangle)$$



を構成する方法は、`dual-rail representation`と呼ばれている。(I. L. Chuang and Y. Yamamoto, 'Simple quantum computer', Phys. Rev. A 52, 3489-3496 (1995).)

#### 【0039】

このqubit表示方法では、二本の経路のどちらか一方にのみ必ず粒子が存在することが保証されている。そして、図15のB, B'のように、二本の経路の間にビームスプリッターを置くことによって、

#### 【外13】

$\{|0\rangle, |1\rangle\}$

で張られる二次元Hilbert空間上の任意のユニタリ変換が実行できる。式(2.1)、式(2.4)では、 $|\phi^+\rangle$ が生成されたが、これに、さらに各qubitを構成する経路のペアに対してビームスプリッターを挿入することで、 $|\phi^+\rangle$ ,

#### 【外14】

$|\Psi^+\rangle$

も構成できる。

#### 【0040】

図4の量子回路では、初期状態、終状態で電子、陽電子の個数は保存され、対消滅は起こっていない。その意味で、式(2.1)、式(2.4)のBell状態生成はinteraction-freeな過程と言える。また、IFMゲートの正しく動作する確率は $N \rightarrow \infty$ の極限下で $P \rightarrow 1$ なので、式(2.1)、式(2.4)で生成される状態 $|\phi\rangle$ の忠実度(fidelity)  $F = |\langle \phi^+ | \phi \rangle|^2$ は $N \rightarrow \infty$ で漸近的に1に近づく。

#### 【0041】

同様の方法で、GHZ状態

## 【外 15】

$$(1/\sqrt{2})(|000\rangle + |\bar{1}\bar{1}\bar{1}\rangle)$$

も生成可能である。図5は次の変換を行う量子回路を表している。

## 【外 16】

$$|0\rangle_+ |0\rangle_- |0\rangle_+ \\ \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_+ |0\rangle_- |0\rangle_+ + |\bar{1}\rangle_+ |\bar{1}\rangle_- |\bar{1}\rangle_+), \dots \text{式(2.5)}$$

## 【0042】

もし、加速器等によって電子、陽電子を発生させることが可能なら、真空容器内に図1の構造を作ることによって、図4の量子回路を実現することは可能である。電子、陽電子は図1中の丸印の地点で互いに十分近くに接近するように、速度、経路が調節されているとする。ミラー、ビームスプリッターは電子、陽電子に対して適切なポテンシャル障壁となる板状の金属材料によって作成可能である。電子、陽電子の透過率がゼロならミラー、ゼロより大きな値を取るならビームスプリッターの役割を果たす。板の厚さを変えることで透過率の調節が可能となる。

## 【0043】

また、陽電子、電子の代わりに、半導体中の正孔、伝導電子を使って、図4、図1の構造を実現することも可能である。

## 【0044】

〔第2の実施形態〕

ここでは、光子対によるB e l l状態の発生を実現する装置について説明する。

## 【0045】

電子-陽電子のように対消滅する粒子ではなく、光子をq u b i tとしてB e l l状態を作ることを考える。この場合、光子を吸収する物体として原子が必要となる。本実施例ではR a b i振動と光子に対するビームスプリッターのみを、素子として使用する実験を考える。その理由は、これら二つの素子がc a v i t y-Q E Dの実験で頻繁に用いられているからである。

## 【0046】

図6に示される三準位原子を考える。原子は基底状態  $g_0$ 、第一、第二励起状態  $e_1$ ,  $e_2$  の三準位を持ち、 $e_1$  と  $g_0$  のエネルギー差を

【外17】

$\hbar\omega_1$

、 $e_2$  と  $g_0$  のエネルギー差を

【外18】

$\hbar\omega_2$

とする。 $\omega_2 > \omega_1$  で、かつ、

【外19】

$\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \hbar(\omega_2 - \omega_1)$

は十分に広いエネルギー間隔を持つとする。また、 $g_0$  と  $e_1$ 、 $g_0$  と  $e_2$  の間の遷移は許されるが、 $e_1$  と  $e_2$  の間の遷移は選択則等により禁止されているとする。さらに、

【外20】

$e_1 \rightarrow g_0 + \hbar\omega_1$

の自然放出の寿命を  $\tau_1$ 、

【外21】

$e_2 \rightarrow g_0 + \hbar\omega_2$

の自然放出の寿命を  $\tau_2$  として、

【外22】

$\tau_1 \gg \tau_2$  と仮定する。

## 【0047】

角振動数が  $\omega_1$  からわずかにずれた電場（レーザーパルス  $\omega = \omega_1 - \Delta\omega$ ,  $0 < |\Delta\omega| \ll \omega_1$ ）を原子に照射すると、基底状態  $g_0$  と第一励起状態  $e_1$  の間で Rabi 振動を起こす。（R. Loudon, 'The Quantum Theory of Light', second edition, (Oxford University Press, Oxford, 1983).）

## 【0048】

角振動数  $\omega_2$  の光子を q u b i t と見なすと、状態  $g_0$  にある原子は光子  $\omega_2$  を吸収できるが、状態  $e_1$  にある原子は光子  $\omega_2$  を吸収できない。このことを利用して I F M を行う。なお、ここでは、 $g_0$  の原子に光子  $\omega_2$  が照射されると、確率 1 で光子は吸収されると仮定する。

## 【0049】

図 7 の量子回路を考える。経路 x には状態  $|g_0\rangle$  にある原子、経路 b、d には角振動数  $\omega_2$  の光子が入射されるとする。経路 x の原子の状態を次のように見なすことにする、

$$|e_1\rangle = |0\rangle_x, \quad |g_0\rangle = |1\rangle_x. \quad \dots \text{式 (3.1)}$$

経路 x を通る原子に対して、適当なレーザーパルスを組み合わせて照射して R a b i 振動を起こすことにより、次の H a d a m a r d 変換 H が実現されているとする。

## 【外 2 3】

$$H: |0\rangle_x \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x + |1\rangle_x), \quad |1\rangle_x \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x - |1\rangle_x). \quad \dots \text{式 (3.2)}$$

## 【0050】

また、I F M ゲートの動作は図 3 の真理値表が適用されるとする。

## 【0051】

系全体の状態は、図 7 の左から右に向かって、次のように変化する。

$$|0\rangle_x |0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_c |1\rangle_d$$

## 【外 2 4】

$$H: \rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x + |1\rangle_x) |0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_c |1\rangle_d$$

## 【0052】

一番目の I F M ゲート：

## 【外 2 5】

$$\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_a |0\rangle_b + |1\rangle_x |0\rangle_a |1\rangle_b) |0\rangle_c |1\rangle_d$$

## 【0053】

二番目の I F M ゲート：

## 【外 2 6】

$$\begin{aligned}
&\rightarrow (1/\sqrt{2}) (|0\rangle_x |1\rangle_y |0\rangle_z |1\rangle_w + |1\rangle_x |0\rangle_y |1\rangle_z |0\rangle_w) \\
&= (1/\sqrt{2}) (|0\rangle_x |\bar{1}\rangle_y |\bar{1}\rangle_z + |1\rangle_x |\bar{0}\rangle_y |\bar{0}\rangle_z) \\
H: &\rightarrow (1/2) [(|1\rangle_x + |0\rangle_x) |\bar{1}\rangle_y |\bar{1}\rangle_z + (|0\rangle_x - |1\rangle_x) |\bar{0}\rangle_y |\bar{0}\rangle_z] \\
&= (1/2) [|0\rangle_x (|\bar{0}\rangle_y |\bar{0}\rangle_z + |\bar{1}\rangle_y |\bar{1}\rangle_z) \\
&- |1\rangle_x (|\bar{0}\rangle_y |\bar{0}\rangle_z - |\bar{1}\rangle_y |\bar{1}\rangle_z)] \dots \text{式(3.3)}
\end{aligned}$$

## 【0 0 5 4】

## 【外 2 7】

そこで、最後に原子を  $\{|0\rangle_x, |1\rangle_x\} = \{|g0\rangle, |e1\rangle\}$  基底で観測して、もし  $|0\rangle_x = |e1\rangle$  が観測されたなら二光子は

## 【外 2 8】

$$|\Phi^+\rangle = (1/\sqrt{2}) (|\bar{0}\rangle_w |\bar{0}\rangle_w + |\bar{1}\rangle_w |\bar{1}\rangle_w)$$

に射影され、 $|1\rangle_x = |g0\rangle$  が観測された場合は

## 【外 2 9】

$$|\Phi^-\rangle = (1/\sqrt{2}) (|\bar{0}\rangle_w |\bar{0}\rangle_w - |\bar{1}\rangle_w |\bar{1}\rangle_w)$$

に射影される。これにより、二光子の B e l l 状態が生成された。

## 【0 0 5 5】

C a v i t y-Q E D の技法を使って二粒子に量子相関 (e n t a n g l e m e n t) を持たせる方法がいくつか提案されている (上述した非特許文献 14、15 参照)。本実施形態の方法は、これらとは原理的に異なっている。

## 【0 0 5 6】

## 〔第 3 の実施形態〕

ここでは、i n t e r a c t i o n - f r e e m e a s u r e m e n t による B e l l 測定、および、c o n t r o l l e d - N O T ゲートの構成を実現する装置について説明する。

I F M ゲートを使って陽電子-電子から成る 2-q u b i t 状態

## 【外 3 0】

$$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$$

を識別する方法を考える。(三準位原子と光子から成る Bell 状態も同様の方法で識別可能となる。) 図 8 に示される量子回路に、

## 【外 3 1】

$$\{|\Phi^{\pm}\rangle, |\Psi^{\pm}\rangle\}$$

のどれか一つの状態を入射する。これまで、IFMゲートの経路 a に粒子を入射することはなかったが、ここでは経路 a に電子を入射した場合も考える。その場合の拡張された真理値表を図 9 に示す。(ただし、ここではビームスプリッターの枚数  $N$  が無限大 ( $N \rightarrow \infty$ ) の極限を取っているとする。) 経路 x に陽電子、経路 a に電子を入射した場合、電子-陽電子対消滅が起こって光子  $\gamma$  が発生する ( $e^+e^- \rightarrow \gamma$ )。図 9 の真理値表の四行目の記号  $\gamma$  はこのことを表している。電子、陽電子でなく、第 2 の実施形態で説明した、原子、光子を入射した場合、四行目の  $\gamma$  は原子が第二励起状態  $e_2$  にあることを意味する。どちらの場合でも、系に散逸が生じたことになり、量子ゲートとして動作できない状況になったことになる。

## 【0057】

図 8 の量子回路に 2-qubit 状態

## 【外 3 2】

$$\{|\bar{0}\rangle_+, |\bar{0}\rangle_-, |\bar{0}\rangle_+, |\bar{1}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+, |\bar{0}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+, |\bar{1}\rangle_-\}$$

を入力した場合の真理値表を図 10 に示す。(ただし、ここで式 (2. 2)、(2. 3) の

## 【外 3 3】

$$|\bar{0}\rangle_+ = |0\rangle_+ |1\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+ = |1\rangle_+ |0\rangle_-, |\bar{0}\rangle_- = |0\rangle_- |1\rangle_+, |\bar{1}\rangle_- = |1\rangle_- |0\rangle_+$$

に注意する。図 10 では、

【外 3 4】

$$|\bar{0}\rangle_+, |\bar{0}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+, |\bar{1}\rangle_-, |\bar{0}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_-, |\bar{1}\rangle_+, |\bar{0}\rangle_-$$

の順に表示されている。)

【外 3 5】

$$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$$

のどれか一つの状態を入射したと仮定しているので、経路  $b'$  で  $\{|0\rangle_b, |1\rangle_b\}$  基底による観測を行うと、

【外 3 6】

$$|\Phi^\pm\rangle$$

では  $|0\rangle_b$ 、

【外 3 7】

$$|\Psi^\pm\rangle$$

では  $|1\rangle_b$  が観測される。よって、 $b'$  の観測結果で

【外 3 8】

$$|\Phi^\pm\rangle \text{ か } |\Psi^\pm\rangle$$

かが識別出来る。

【0058】

ここで特に、

【外 3 9】

$$|\Psi^\pm\rangle$$

が入射された場合を考える。各粒子が図 8 の量子回路を通過後、 $b'$  の観測結果が  $|1\rangle_b$  とすると、その間の状態の変化は以下のように書き下される。

【0059】

## 【外 4 0】

$$\begin{aligned}
 |\Psi^{\pm}\rangle &= (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{\pm} |\bar{1}\rangle_{\pm} \pm |\bar{1}\rangle_{\pm} |\bar{0}\rangle_{\pm}) \\
 &= (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_y |1\rangle_z |0\rangle_b \pm |1\rangle_x |0\rangle_y |0\rangle_z |1\rangle_b) \\
 \text{IFM ゲート: } &\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_y \pm |1\rangle_x |0\rangle_y) |0\rangle_z |1\rangle_b \\
 b' \text{ の観測: } &\rightarrow (1/\sqrt{2})(|0\rangle_x |1\rangle_y \pm |1\rangle_x |0\rangle_y) |0\rangle_z \\
 &= (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle_{\pm} \pm |\bar{1}\rangle_{\pm}) |0\rangle_z \dots \text{式(4.1)}
 \end{aligned}$$

## 【0 0 6 0】

ここでさらに、経路  $x$ ,  $y$  の陽電子に対してビームスプリッター  $H$  を作用させる。ビームスプリッター  $H$  は、式 (1. 4) の  $B'$  に  $\theta = -\pi/4$  を代入したも  
 のとして、第 1 の実施形態で定義した。  $H$  の作用を

## 【外 4 1】

$$\{|\bar{0}\rangle, |\bar{1}\rangle\}$$

基底で書き下すと、

## 【外 4 2】

$$H: |\bar{0}\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle + |\bar{1}\rangle), |\bar{1}\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|\bar{0}\rangle - |\bar{1}\rangle), \dots \text{式(4.2)}$$

となる。よって、量子回路に入射された

## 【外 4 3】

$$|\Psi^{\pm}\rangle$$

は、最終的に次のように変換される。

## 【0 0 6 1】

## 【外 4 4】

$$|\Psi^+\rangle \rightarrow |\bar{0}\rangle_+ |0\rangle_z, |\Psi^-\rangle \rightarrow |\bar{1}\rangle_+ |0\rangle_z \dots \text{式(4.3)}$$

## 【0 0 6 2】

そこで、経路  $x$ ,  $y$  に対して

## 【外 4 5】

$$\{|\bar{0}\rangle_+, |\bar{1}\rangle_+\}$$

を基底とする観測を行えば、

## 【外 4 6】

$$|\Psi^{\pm}\rangle$$



が識別出来る。

【0063】

量子回路に

【外47】

$|\Phi^\pm\rangle$

が入射された場合、陽電子－電子の対消滅で系に散逸が起こってしまい、これ以上の量子論的操作は不可能となってしまう。そこで、 $b'$  で  $|0\rangle_b$  が観測された場合、古典的なコイン投げ等で  $|\Phi^+\rangle$  か  $|\Phi^-\rangle$  かを、ランダムに決める。

【0064】

まとめると、 $|\Psi^+\rangle$ ,  $|\Psi^-\rangle$  は確率 1 で識別可能、 $|\Phi^+\rangle$ ,  $|\Phi^-\rangle$  は確率  $1/2$  で識別可能ということになる。量子テレポテーションでは、以下の状態に対して、

【外48】

$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$

の四種類の基底ベクトルを識別する操作が必要となる。

【0065】

【外49】

$$\begin{aligned} & |\psi\rangle \otimes |\Phi^+\rangle \\ &= (1/2) [ |\Phi^+\rangle \otimes |\psi\rangle + |\Phi^-\rangle \otimes \sigma_x |\psi\rangle \\ &+ |\Psi^+\rangle \otimes \sigma_x |\psi\rangle - i |\Psi^-\rangle \otimes \sigma_y |\psi\rangle ] \cdots \text{式(4.4)} \end{aligned}$$

【0066】

ただし、 $|\phi\rangle$  は任意の 1-qubit 状態とする。上の式では、四種類の Bell 基底ベクトルが等しい確率振幅で重ね合わされている。そこで、今まで説明してきた IFM ゲートを使った Bell 測定を行えば、量子テレポテーションが最大で  $3/4$  の確率で実行できることになる。

【0067】

では、任意の 2-qubit 状態

$$\begin{aligned} |\Sigma\rangle &= c_{00} |\Phi^+\rangle + c_{01} |\Phi^-\rangle + c_{10} |\Psi^+\rangle + c_{11} |\Psi^-\rangle, \\ &\cdots \text{式(4.5)} \end{aligned}$$

ただし  $c_{ij} \in \mathbb{C} \quad \forall i, \quad j \in \{0, 1\}$ ,

【外 50】

$$\sum_{i,j \in \{0,1\}} |c_{ij}|^2 = 1$$

を B e l l 基底

【外 51】

$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$

で観測するにはどうすれば良いか考える。すでに説明した方法では、

【外 52】

$|\Psi^\pm\rangle$

が確率 1 で、

【外 53】

$|\Phi^\pm\rangle$

は確率 1/2 で識別できる。そこで、

【外 54】

$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$

の各基底ベクトルをランダムに置換して観測すれば、平均して最大 3/4 の確率で B e l l 基底を識別できることになる。

【0068】

B e l l 基底の置換として次の例を考える。x, y, z 軸周りの S U (2) 回転演算子を次のように定義する、

$$R_k(\theta) = \exp[-i(\theta/2)\sigma_k], \quad k \in \{x, y, z\}, \quad 0 \leq \theta < 4\pi \cdots \text{式 (4.6)}$$

ただし、 $\sigma_k$  ( $k \in \{x, y, z\}$ ) は P a u l i 行列で、

【外 5 5】

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \dots \text{式(4.7)}$$

とする。また、

【外 5 6】

$$R_k(\pi/2) = (1/\sqrt{2})(I - i\sigma_k), R_k(\pi) = -i\sigma_k, I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, k \in \{x, y, z\}, \dots \text{式(4.8)}$$

が成立する。このとき、

【外 5 7】

$$[R_x(\pi/2) \otimes R_x(\pi/2)][R_y(\pi) \otimes I]|\Psi^+\rangle = -|\Phi^-\rangle, \dots \text{式(4.9)}$$

等の計算より、次の関係が得られる。

【0 0 6 9】

【外 5 8】

$$\begin{aligned} & [R_x(\pi/2) \otimes R_x(\pi/2)][R_y(\pi) \otimes I] \\ & |\Psi^+\rangle \rightarrow -|\Phi^+\rangle, |\Psi^+\rangle \rightarrow -i|\Psi^+\rangle, \\ & |\Phi^+\rangle \rightarrow -|\Psi^+\rangle, |\Phi^+\rangle \rightarrow -i|\Phi^+\rangle, \dots \text{式(4.10)} \end{aligned}$$

【0 0 7 0】

図 1 1 に六通りの

【外 5 9】

$$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$$

の置換を示す。ただし、図 1 1 では、位相因子は省略されている。これら六通りの変換は、

【外 6 0】

$$\{|\Phi^\pm\rangle, |\Psi^\pm\rangle\}$$

という二組のベクトルの集合を、任意の組み合わせに置換している。そこで、ランダムに一つの整数  $k \in \{1, \dots, 6\}$  を取り出し、図 1 1 の  $k$  番目の変換を  $|\Sigma\rangle$  に施す。図 1 1 の変換は全て 1-qubit のユニタリ変換の組み合わせで、ビームスプリッターにより実現可能である。この後、図 8 の IFM ゲートの量子回路により Bell 測定を行うのである。

## 【0071】

GottesmanとChuangは、4-qubitのもつれ合った状態、  
 $|\chi\rangle = (1/\sqrt{2}) [ (|00\rangle + |11\rangle) |00\rangle + (|01\rangle + |10\rangle) |11\rangle ]$ , ... 式 (4.11)

を用意して、二回のBell測定（量子テレポテーション）を行えば、controlled-NOTゲートが構成できることを示した。（上述した非特許文献11参照）

そこで、ここでは、状態 $|\chi\rangle$ をIFMゲートで生成する方法について議論する。

## 【0072】

まず、図5の量子回路でGHZ状態を構成し、これを図12の量子回路の上側の三対の経路（三個のqubit）に入力する。次に、三つのqubitそれぞれに、ビームスプリッターによりHadamard変換を作用させる。

## 【0073】

## 【外61】

$$(1/\sqrt{2}) (|0\rangle_+ |0\rangle_- + |1\rangle_+ |1\rangle_-) |1\rangle_+ \\
H \otimes H \otimes H: \\
\rightarrow (1/\sqrt{2}) [ (|0\rangle_+ |0\rangle_- + |1\rangle_+ |1\rangle_-) |0\rangle_+ \\
+ (|0\rangle_+ |1\rangle_- + |1\rangle_+ |0\rangle_-) |1\rangle_+ ] \quad \dots \text{式 (4.12)}$$

## 【0074】

ここで、四番目のqubitとして

## 【外62】

$$|0\rangle_-$$

を付加し、三、四番目のqubitにIFMゲートを作用させる。

## 【外63】

$$(1/\sqrt{2}) [ (|0\rangle_+ |0\rangle_- + |1\rangle_+ |1\rangle_-) |0\rangle_+ + (|0\rangle_+ |1\rangle_- + |1\rangle_+ |0\rangle_-) |1\rangle_+ ] \\
|0\rangle_- \\
\text{IFMゲート:}$$

## 【外 6 4】

$$\rightarrow (1/\sqrt{2}) [(|0\rangle_+ |0\rangle_- + |1\rangle_+ |1\rangle_-) |0\rangle_+ |0\rangle_- + (|0\rangle_+ |1\rangle_- + |1\rangle_+ |0\rangle_-) |1\rangle_+ |1\rangle_-] \cdots \text{式(4.13)}$$

## 【0075】

## 〔第 4 の実施形態〕

ここでは、吸収物体の吸収率が 1 より小さい場合の、IFMゲートの忠実度を評価する近似式について説明する。

## 【0076】

これまで議論して来た IFMゲートは、ビームスプリッターと、光子-吸収物体間の相互作用の利用によって構成されている。ビームスプリッターはよく使われる実験素子であり、十分に精度の高いものが期待できる。それに対して、光子が吸収物体に接近したとき、確率 1 で吸収されることは期待しにくい。そこで、ここでは、光子は吸収物体に接近したとき、確率  $(1 - \eta)$  で吸収され、確率  $\eta$  で何の作用も受けずに通過すると仮定して、IFMゲートの信頼性を評価する。

## 【0077】

これは、図 17 の干渉計において、各ビームスプリッターから上側へ飛び出した経路  $|0\rangle$  の光子が、

## 【外 6 5】

$$|0\rangle \rightarrow \sqrt{\eta} |0\rangle + \sqrt{1-\eta} |\text{absorption}\rangle, 0 < \eta < 1, \cdots \text{式(5.1)}$$

という変換を受けると考えてよい。 $|\text{absorption}\rangle$  は物体が光子を吸収した状態で、 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$  と直交し、かつ規格化されているとする。(第 1 の実施形態の電子-陽電子対では  $|\text{absorption}\rangle$  は光子  $\gamma$  が発生した状態、第 2 の実施形態の光子-原子反応では  $|\text{absorption}\rangle$  は原子が状態  $|e_2\rangle$  を取った場合と考える。)

## 【0078】

これより簡単のため、光子に作用する変換を  $\{|0\rangle, |1\rangle\}$  を基底とする行列で表現することにする。

## 【0079】

【外 6 6】

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \dots \text{式(5.2)}$$

と表すことにすると、式 (1. 3) のビームスプリッター B は、

【外 6 7】

$$B = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \theta = \pi/2 N, \dots \text{式(5.3)}$$

【0 0 8 0】

また、式 (5. 1) の吸収過程は、

【外 6 8】

$$A = \begin{pmatrix} \sqrt{\eta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, 0 < \eta < 1, \dots \text{式(5.4)}$$

と書き表される。式(5.1)の過程は光子の散逸(消滅)を伴うので、Aはユニタリではない。

【0 0 8 1】

$|1\rangle$  として入射した光子が、N枚のビームスプリッターを通過後  $|1\rangle$  として検出される確率は、

$$P = \langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle \langle 1 |, \dots \text{式(5.5)}$$

で与えられる。式 (5. 3)、式 (5. 4)、式 (5. 5) を使って P を N,  $\eta$  の関数として数値計算し、それらの結果を直線でつないだのが図 1 3 である。図 1 3 では、上から順に  $\eta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$  の四通りの場合について、実線のグラフが描かれている。

【0 0 8 2】

ノイズ値  $\eta$  の変化に対して、IFMゲートの信頼性がどのような影響を受けるか調べたい。そこで、 $\eta$  を有限な値で固定して、 $N \rightarrow \infty$  の極限を取ったときの P の振る舞いについて調べることにする。式 (5. 5) で定義される P を  $N \rightarrow \infty$  という極限で評価する場合、次の難しさがある。P の N に対する依存性は、式 (5. 3) で与えられる行列 B の  $\theta = \pi/2 N$  と、式 (5. 5) の  $(BA)^{N-1}$  の指数 N の二つから来ている。

## 【0083】

$\theta = \pi / 2N$ については、 $\theta$ のべき乗で展開して高次項を無視することで対処できる。一方、 $(BA)^{N-1}$ の行列成分は、 $BA$ の各行列成分を一つの項と見なすと、 $2(N-2)$ 項の和で表される。そこで、 $BA$ の各行列成分を $\theta^2$ のオーダー、つまり $1/N^2$ のオーダーまで評価すれば、 $(BA)^{N-1}$ の各行列成分は $(1/N^2) \times N = 1/N$ のオーダーまで評価できることになる。

## 【0084】

そこで、 $0 < \eta < 1$ を固定、 $\theta = \pi / 2N \rightarrow 0$ として、行列成分を $\theta$ の二次のオーダーまでの計算をすることにする。まず、

## 【外69】

$$B = \begin{pmatrix} 1 - (\theta^2/2) & \theta \\ -\theta & 1 - (\theta^2/2) \end{pmatrix} + O(\theta^3), \dots \text{式(5.6)}$$

となるので、帰納法により、

## 【外70】

$$(BA)^k = \begin{pmatrix} \sqrt{\eta}^k - \theta^2 \left[ \sum_{l=1}^{k-1} l \sqrt{\eta}^l + (k/2) \sqrt{\eta}^k \right] & \theta \sum_{l=0}^{k-1} \sqrt{\eta}^l \\ -\theta \sum_{l=0}^{k-1} \sqrt{\eta}^{k-l} & 1 - \theta^2 \left[ \sum_{l=1}^{k-1} l \sqrt{\eta}^{k-l} + (k/2) \right] \end{pmatrix} + O(\theta^3), \dots \text{式(5.7)}$$

## 【0085】

ただし、 $k = 1, 2, \dots$ が得られる。(ただし、

## 【外71】

$$\sum_{l=1}^0$$

は和を取らないことを意味する。) よって、 $N$ 枚のビームスプリッター通過後の経路 $|1\rangle$ の光子の振幅は、

## 【外 7 2】

$$\begin{aligned}
& \langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle \\
&= 1 - \theta^2 \left[ (N/2) + \sum_{i=0}^{N-2} \sqrt{\eta}^{i+1} + \sum_{i=1}^{N-2} i \sqrt{\eta}^{N-1-i} \right] + O(\theta^3) \\
&= 1 - \theta^2 \left[ (N/2) + N \sum_{i=1}^{N-1} \sqrt{\eta}^i - \sum_{i=1}^{N-1} i \sqrt{\eta}^i \right] + O(\theta^3) \\
&= 1 - (\pi/2)^2 (1/N) \left[ (1/2) + \frac{\sqrt{\eta} (1 - \sqrt{\eta}^{N-1})}{1 - \sqrt{\eta}} \right. \\
&\quad \left. - (1/N) \frac{\sqrt{\eta} [1 - N \sqrt{\eta}^{N-1} + (N-1) \sqrt{\eta}^N]}{(1 - \sqrt{\eta})^2} \right] + O(1/N^2), \dots \text{式(5.8)}
\end{aligned}$$

## 【0086】

ただし、 $N = 2, 3, \dots$ で与えられる。ただし、上の式変形において、次の公式を使った、

## 【外 7 3】

$$\sum_{k=1}^N x^k = x(1 - x^N)/(1 - x), \quad \dots \text{式(5.9)}$$

$$\sum_{k=1}^N kx^k = x[1 - (N+1)x^N + Nx^{N+1}]/(1 - x)^2, \quad \dots \text{式(5.10)}$$

## 【0087】

式(5.8)は、 $N$ が十分に大きな値の場合の、 $\langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle$ の $O(1/N)$ オーダーまでの近似式を与えている。式(5.8)を使って $P = |\langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle|^2$ を $N, \eta$ の $O(1/N)$ オーダーまでの関数として評価した値を、点線でつないだグラフを図13に示す。(上から順に $\eta = 0, 0.05, 0.1, 0.2$ の四通りの場合が点線で描かれている。)式(5.8)による $P$ の近似が、 $N$ の大きな極限で厳密な数値計算による結果と良く一致していることが分かる。

## 【0088】

また、式(5.8)より次のことが分かる。たとえ $\eta$ としてどのような値( $0 < \forall \eta < 1$ )を選んで固定しても、 $N$ を十分に大きく取れば、 $\langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle$ を任意に1に近付けることが出来る。もっと丁寧に述べると、 $0 < \forall \eta < 1, 0 < \forall \varepsilon < 1$ が与えられとすると、十分に大きな $N_0$ が取れて、全て



の  $N >$  に対して、 $[1 - \langle 1 | (BA)^{N-1} B | 1 \rangle] < \epsilon$  が成立する。

#### 【0089】

これは、ビームスプリッターの枚数に制限が無ければ、式 (5. 1) で与えられるノイズは克服可能であることを意味する。ビームスプリッターの透過率を十分に小さくすれば ( $N$  を十分に大きく、 $\theta$  を十分に小さくすれば)、光子が吸収物体に接近する確率が小さくなり、物体が光子を吸収し損なう確率  $\eta$  の寄与が小さく抑えられるのである。 $N$  が極端に大きくなると、ビームスプリッターの透過率  $T = \sin^2 (\pi / 2N)$  は非常に小さな値となる。これは  $T = \sin^2 (\pi / 2N) \sim O(1/N^2)$  程度の精度のビームスプリッターを要求することに相当する。光子と吸収物体との相互作用でのノイズが、ビームスプリッターの精度で補償されていると解釈できる。

#### 【0090】

では、IFMゲートの忠実度 (f i d e l i t y) がある与えられた値  $P$  ( $0 < P < 1$ ) に達するのに必要なビームスプリッターの枚数  $N$  を  $\eta$  の関数として求めてみる。 $\eta$  が 0 から増加するにつれて、 $N$  が急激に増加するなら、IFMゲートは対雑音性に優れているとは言えない。

#### 【0091】

式 (5. 8) において、 $\eta$  が比較的小さな値で、十分大きな  $N$  に対して

【外 7 4】

$$N \sqrt{\eta}^N \ll 1$$

が成立すると仮定する。 $P$  の表式は次のように簡略化される。

#### 【0092】

【外 7 5】

$$N \sim (\pi/2)^2 [1/(1-P)] \frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}, \dots \text{式(5.12)}$$

#### 【0093】

このとき、

【外 76】

$$N \sim (\pi/2)^2 [1/(1-P)] \frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}, \dots \text{式(5.12)}$$

【0094】

または、

【外 77】

$$\log N + \text{Const.} \sim \log \frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}, \dots \text{式(5.13)}$$

が得られる。ただし、 $\text{Const.} = \log [4(1-P)/\pi^2]$  とする。式(5.13)は、 $P$ が1に十分近く、つまり、 $N$ が十分に大きいときに成立する式で、グラフは図14で与えられる。式(5.11)、式(5.13)では、 $\eta$ が増加するにつれて $N$ は急激に増大して $\eta \rightarrow 1$ のとき、 $N \rightarrow \infty$ と発散する。例えば、 $\eta = 1/4$ のときの $N$ は、 $\eta = 0$ の場合に比べて三倍に増大する。

【0095】

以下、上記実施形態に係わる本発明の特徴を整理する。

【0096】

特徴1.

二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個の *qubit* を表現する 2-*qubit* 系において、IFM干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率1で *Bell* 状態を生成して出力する量子状態生成装置。

【0097】

特徴2.

空洞内のビームスプリッターで仕切られた二つの部屋に、粒子Bが粒子Aに十分近く接近すると粒子Aは粒子Bを吸収する性質を持つ二つの粒子A、Bを別々の部屋に投入し、一方の粒子Bを何回もビームスプリッターに照射して粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させることを特徴とする特徴1に記載の量子  $\eta$  もつれ合い生成装置。

【0098】

## 特徴 3.

投入された粒子の波動関数の透過波を空洞内の二つの部屋の間で往復させる際、ビームスプリッターの粒子透過率を低い値に抑えておいて、一回の往復で二つの粒子A, Bが空洞内の同じ部屋に入って粒子Aが粒子Bを吸収する状態の確率振幅が小さな値となるように設定しておき、二つの粒子の接近を極めて小さい確率振幅で他数回繰り返すことで、粒子Aが粒子Bを吸収する確率をゼロに近付けることができ、粒子Aが空洞内に投入されたか否かによって粒子Bが異なる部屋に存在するように調節されていることを特徴とする、特徴2に記載の量子もつれ合い生成装置。

【0099】

## 特徴 4.

一方の粒子Aを、空洞の部屋の中に存在する状態、存在しない状態の量子力学的重ね合わせで投入することにより、二粒子A, BがBell状態になる確率が漸近的に1に近付くことを特徴とする特徴3に記載の量子もつれ合い生成装置。

【0100】

## 特徴 5.

空洞内に投入する粒子A, Bとして陽電子、電子を使用し、陽電子と電子が十分近くに接近すると対消滅して光子を生成する現象を、粒子Aが粒子Bを吸収すると見なすことを特徴とする特徴4に記載の量子もつれ合い生成装置。

【0101】

## 特徴 6.

空洞内に投入する粒子A, Bとして半導体中の正孔、伝導電子を使用し、正孔と伝導電子が十分近くに接近すると対消滅して光子を生成する現象を、粒子Aが粒子Bを吸収すると見なすことを特徴とする特徴4に記載の量子もつれ合い生成装置。

【0102】

## 特徴 7.

空洞内に投入する粒子A, Bとして光子を使用し、補助系として、基底状態

と第一励起状態、基底状態と第二励起状態の間では遷移が起こるが、第一励起状態と第二励起状態の間では遷移が起こらないような選択則が働いている、光子と相互作用をする三準位を持つ原子を用い、補助系原子の基底状態と第一励起状態の間の遷移はラビ振動に使われ、最終的にもつれ合いを持たせる二個の光子各々のエネルギーが補助系原子の基底状態と第二励起状態の間のエネルギー準位差に一致していることを特徴とする特徴4に記載の量子もつれ合い生成装置。

#### 【0103】

特徴8.

原子が基底状態のときは光子を吸収できるが、第一励起状態にあると光子を吸収出来ないことを利用して、これらを粒子Aが粒子Bを吸収する状態、吸収しない状態と見なすことを特徴とする特徴7に記載の量子もつれ合い生成装置。

#### 【0104】

特徴9.

二つの粒子A, Bを投入する、ビームスプリッターで仕切られた二つの部屋を持つ特徴4に記載の空洞を量子論理ゲートと見なして、 $2-qubit$ 系の状態に対してこの量子論理ゲートを作用させて、Bell基底による一括測定であるBell測定を最大確率 $3/4$ で実行することを特徴とする量子状態測定装置。

#### 【0105】

特徴10.

二つの粒子A, Bを投入する、ビームスプリッターで仕切られた二つの部屋を持つ特徴4に記載の空洞を量子論理ゲートと見なして、 $4-qubit$ 系の状態に対してこの量子論理ゲートを作用させて、GottesmanとChuangの提唱した $4-qubit$ のある特殊なもつれ合った状態を構成し、任意の $2-qubit$ 状態と前記の $4-qubit$ の特殊なもつれ合った状態に対して特徴9に記載のBell測定を二回施すことによって、前記の任意の $2-qubit$ 状態にcontrolled-NOTゲートを最大確率 $9/16$ で実行することを特徴とする、量子状態変換装置。

#### 【0106】

### 特徴 11.

粒子Aによる粒子Bの吸収率 $\eta$ が1未満( $0 < \eta < 1$ )の場合、粒子Bのビームスプリッターに対する繰り返し照射回数Nが十分に大きい際の特徴4に記載の量子もつれ合い生成装置、特徴9に記載の量子測定装置、特徴10に記載の量子状態変換装置の忠実度を近似的に求める評価方法。

### 【0107】

#### 【発明の効果】

以上説明したように、本発明の量子状態生成装置によれば、二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個のqubit(量子二状態系)を表現する2-qubit系において、interaction-free measurement(結果的に相互作用を伴わない測定)の手法を使って、必要ときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率1でBell状態を生成し出力することができる。

#### 【図面の簡単な説明】

#### 【図1】

相関の無い陽電子-電子の対を入力するとBell状態を生成、出力する装置の構成を示すブロック図である。

#### 【図2】

interaction-free measurementを表す量子ゲートを示す図である。

#### 【図3】

IFMゲートの真理値表を示す図である。

#### 【図4】

陽電子-電子対を入力すると、Bell状態を生成、出力する量子回路を示す図である。

#### 【図5】

相関の無い陽電子二個、電子一個を入力するとGHZ状態を生成、出力する量子回路を示す図である。

#### 【図6】

interaction-free measurementによって二光子 Bell 状態を生成するのに使われる補助系原子のエネルギー準位図である。

【図 7】

三準位原子を補助系として、相関の無い二光子より Bell 状態を生成、出力する量子回路図である。

【図 8】

IFMゲートを使った Bell 測定を表す量子回路図である。

【図 9】

系に散逸が生じる場合も許す拡張された IFMゲートの真理値表を示す図である。

【図 10】

IFMゲートを使った Bell 測定を表す量子回路に、qubit 値を入力した場合の真理値表を表す図である。

【図 11】

Bell 基底ベクトルの組をランダムに置換する変換の表である。

【図 12】

特殊な 4-qubit のもつれ合った状態を構成するための量子回路図である。

【図 13】

IFMゲートの忠実度を示す図である。

【図 14】

ある一定の忠実度に IFMゲートが達するのに必要なビームスプリッターの枚数を表した図である。

【図 15】

interaction-free measurement の実験を表した図である。

【図 16】

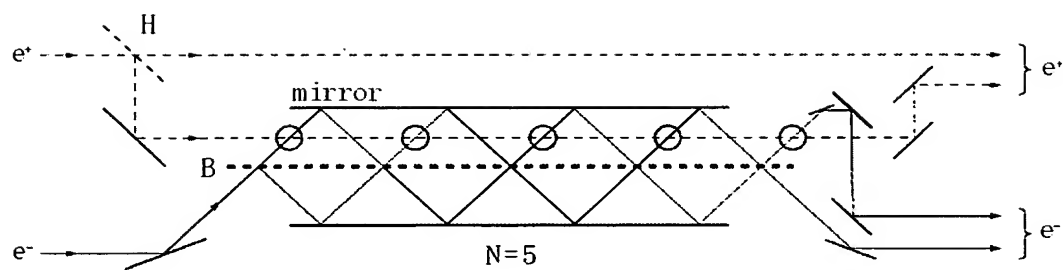
interaction-free measurement の効率を表した図である。

【図 1 7】

i n t e r a c t i o n - f r e e   m e a s u r e m e n t の実験を表した  
図である。

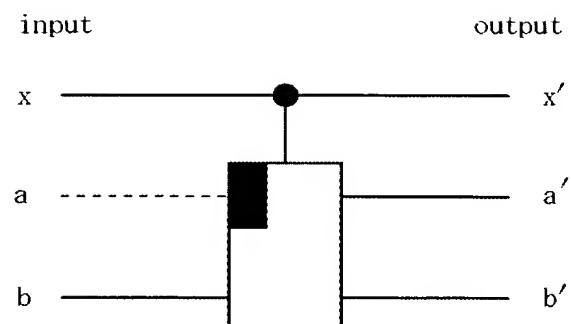
【書類名】 図面

【図 1】





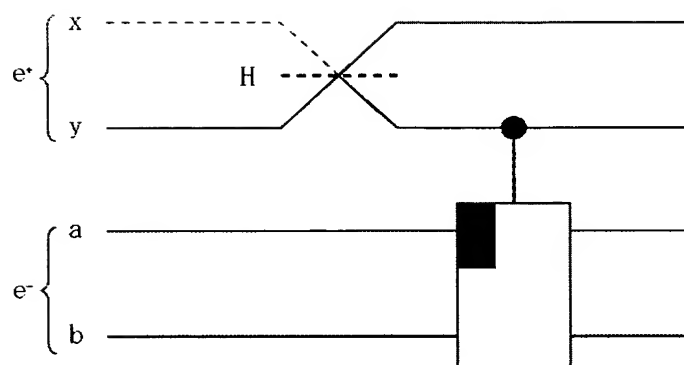
【図 2】



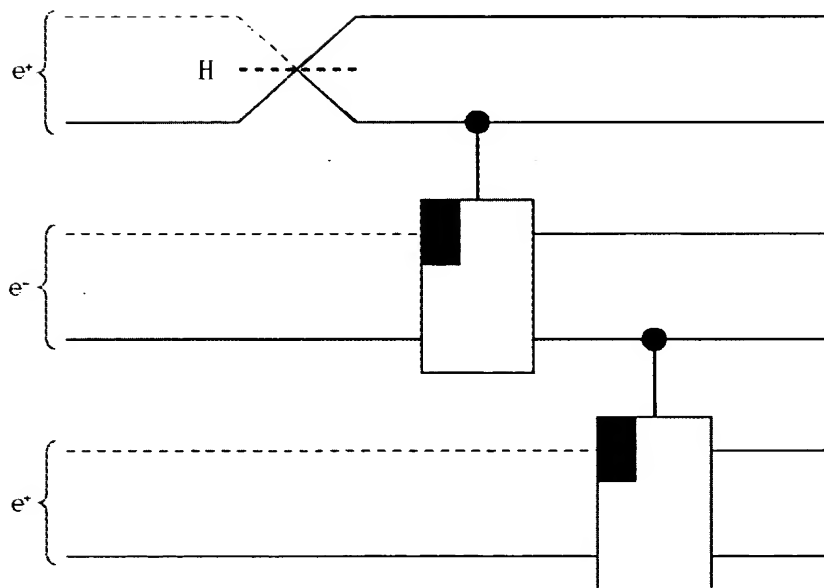
【図 3】

input			output		
x	a	b	x'	a'	b'
0	0	1	0	1	0
1	0	1	1	0	1

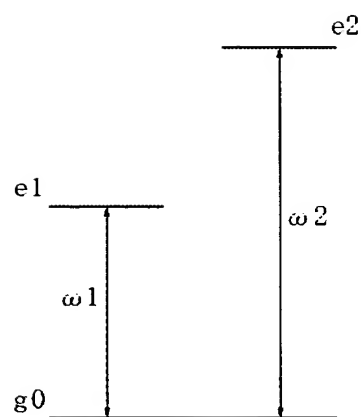
【図 4】



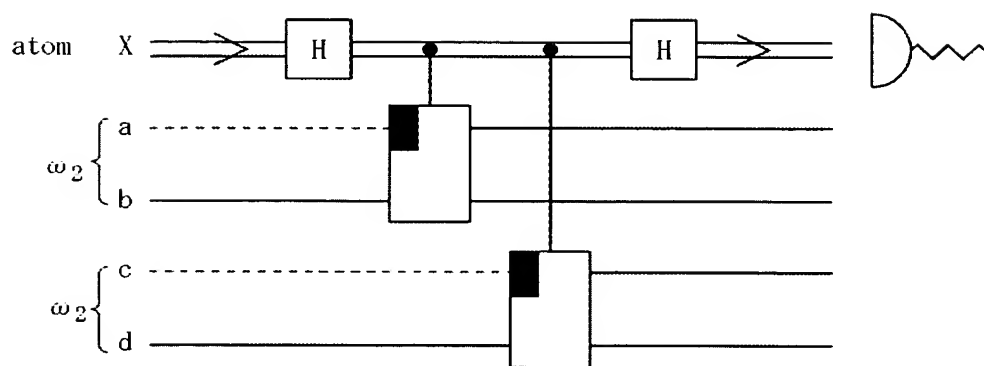
【図 5】



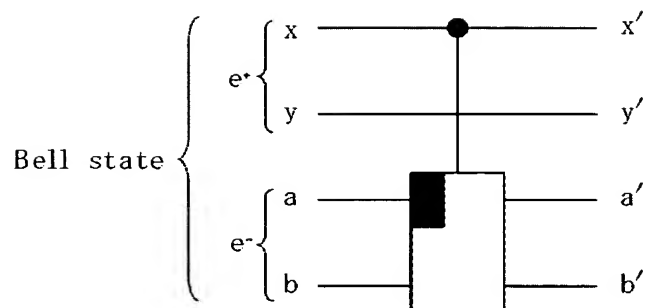
【図 6】



【図 7】



【図 8】



【図 9】

input			output		
x	a	b	x'	a'	b'
0	0	1	0	1	0
1	0	1	1	0	1
0	1	0	0	0	1
1	1	0	γ	0	0



【図 1 0】

		input				output			
		x	y	a	b	x'	y'	a'	b'
$\Phi$	{	0	1	0	1	0	1	1	0
		1	0	1	0	$\gamma$	0	0	0
$\Psi$	{	0	1	1	0	0	1	0	1
		1	0	0	1	1	0	0	1

【図 11】

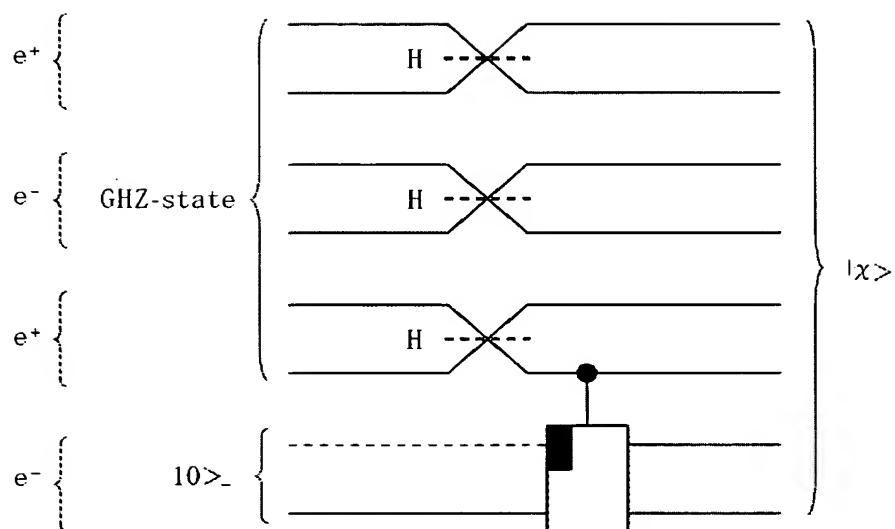
		$\Phi^+$	$\Phi^-$	$\Psi^+$	$\Psi^-$
1	$I \times I$	$\Phi^+$	$\Phi^-$	$\Psi^+$	$\Psi^-$
2	A	$\Psi^-$	$\Psi^+$	$\Phi^-$	$\Phi^+$
3	B	$\Phi^+$	$\Psi^+$	$\Phi^-$	$\Psi^-$
4	C	$\Psi^+$	$\Phi^-$	$\Phi^+$	$\Psi^-$
5	BA	$\Psi^-$	$\Phi^-$	$\Psi^+$	$\Phi^+$
6	CA	$\Psi^-$	$\Phi^+$	$\Phi^-$	$\Psi^+$

$$A = R_y(\pi) \times I$$

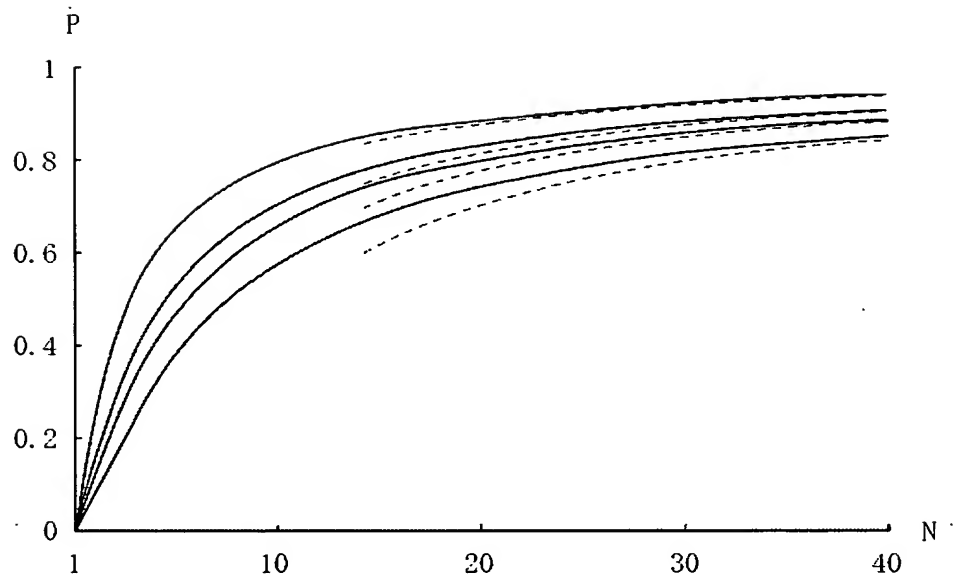
$$B = R_y(\pi/2) \times R_y(\pi/2)$$

$$C = R_x(\pi/2) \times R_x(\pi/2)$$

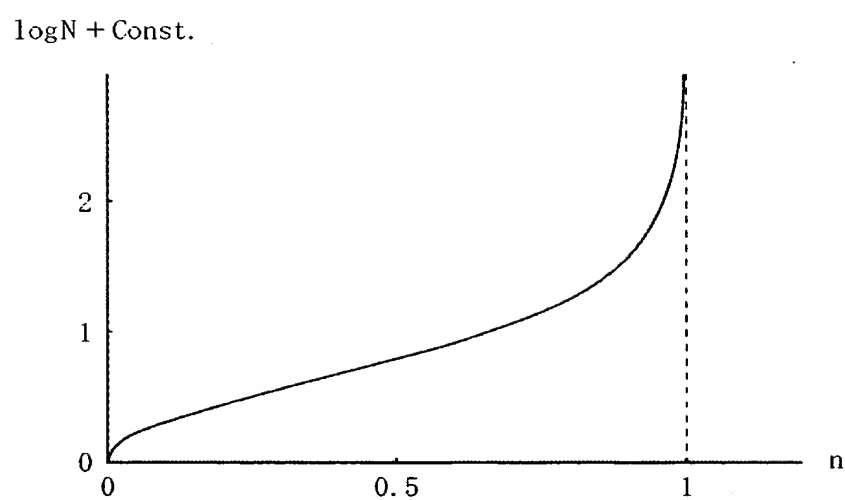
【図 12】



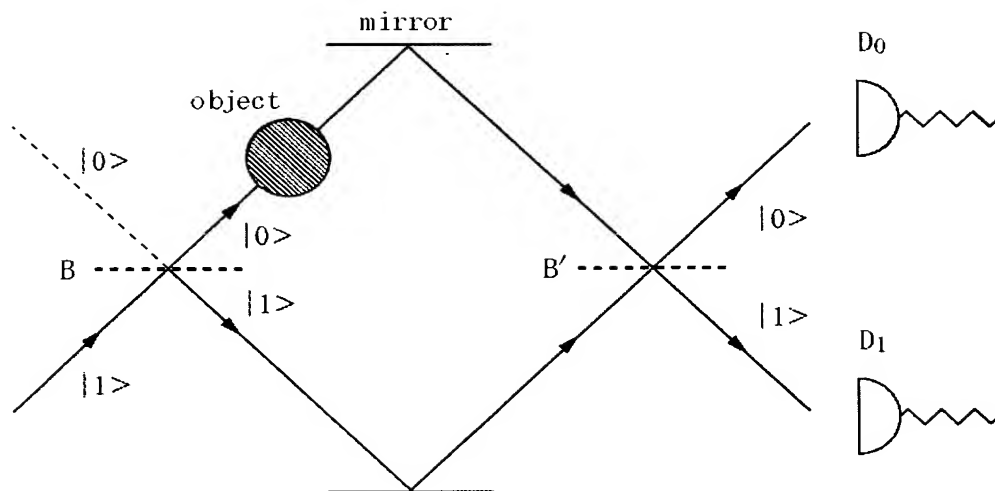
【図 13】



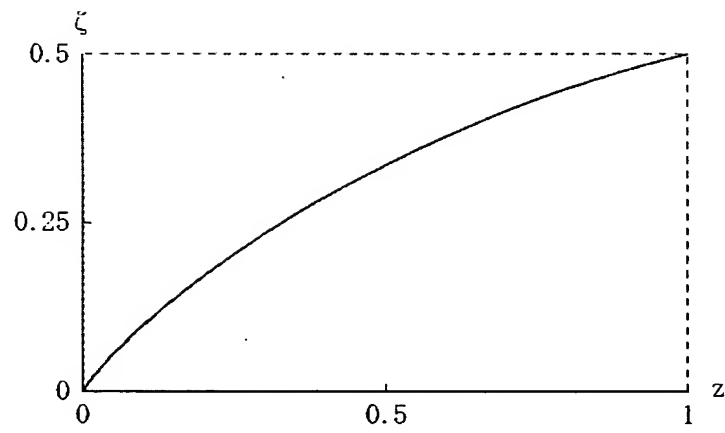
【図 14】



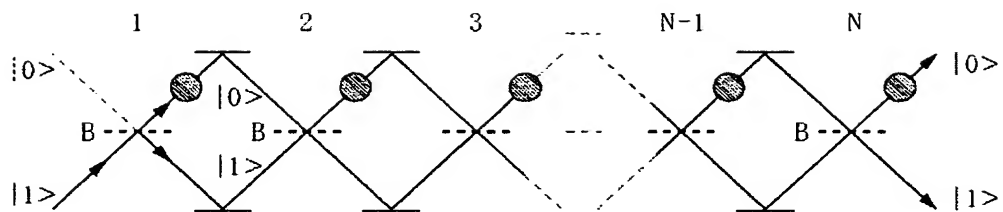
【図 15】



【図 16】



【図 17】





【書類名】 要約書

【要約】

【課題】 Bell状態にある二粒子を効率よく生成する。

【解決手段】 二本の経路のどちらか一方を必ず通る一個の粒子を使って一個の qubit (量子二状態系) を表現する 2-qubit 系において、量子状態生成装置に、IFM 干渉計を用いた量子ゲートを具え、必要なときに相関の無い二粒子を入力すれば漸近的に確率 1 で Bell 状態を生成し出力する。

【選択図】 図 4

特願 2 0 0 3 - 0 9 8 0 8 0

出 願 人 履 歴 情 報

識別番号 [ 0 0 0 0 0 1 0 0 7 ]

1. 変更年月日	1 9 9 0 年 8 月 3 0 日
[変更理由]	新規登録
住 所	東京都大田区下丸子 3 丁目 3 0 番 2 号
氏 名	キャノン株式会社

**This Page is Inserted by IFW Indexing and Scanning  
Operations and is not part of the Official Record**

**BEST AVAILABLE IMAGES**

Defective images within this document are accurate representations of the original documents submitted by the applicant.

Defects in the images include but are not limited to the items checked:

- ☒ **BLACK BORDERS**
- ☐ **IMAGE CUT OFF AT TOP, BOTTOM OR SIDES**
- ☐ **FADED TEXT OR DRAWING**
- ☐ **BLURRED OR ILLEGIBLE TEXT OR DRAWING**
- ☐ **SKEWED/SLANTED IMAGES**
- ☐ **COLOR OR BLACK AND WHITE PHOTOGRAPHS**
- ☐ **GRAY SCALE DOCUMENTS**
- ☐ **LINES OR MARKS ON ORIGINAL DOCUMENT**
- ☐ **REFERENCE(S) OR EXHIBIT(S) SUBMITTED ARE POOR QUALITY**
- ☐ **OTHER:** \_\_\_\_\_

**IMAGES ARE BEST AVAILABLE COPY.**

**As rescanning these documents will not correct the image problems checked, please do not report these problems to the IFW Image Problem Mailbox.**